

НАРУШЕНИЕ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ В СЛАБОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И МИНИСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ, СОХРАНЯЮЩИХ ЧЕТНОСТЬ

Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов

Экспериментальное изучение распадов K^0 -мезонов и поиски нарушения СР-инвариантности в других процессах пока не привели к выявлению механизма такого нарушения. Более того, недавно полученные экспериментальные данные [3, 4] заставляют вернуться к обсуждению механизмов, находившихся в противоречии с прежними измерениями параметров $|\eta_{00}|$ и ϕ_{+-} ¹⁾. Здесь мы рассмотрим класс таких моделей нарушения СР-инвариантности, в которых "прямые" СР-нечетные переходы

$K_2 \rightarrow 2\pi$ малы по сравнению с переходами $K_2 \rightarrow K_1 \rightarrow 2\pi$, индуцированными несохранением СР в массовой матрице.

Эти модели, в дальнейшем называемые "минимальными", характеризуются условием $|\epsilon_2| \ll |\epsilon_0|$. Используя обычный феноменологический анализ, основанный на сохранении СРТ, отсюда можно получить, что в минимальных моделях для параметров распадов $K^0 \rightarrow 2\pi$ должны выполняться соотношения:

$$\eta_{+-} \approx \eta_{00} \approx \epsilon_0$$

т.е.

$$\phi_{+-} \approx \phi_{00} - \phi_{\epsilon_0} \approx \arctg \frac{2\Delta m}{\Gamma_S} = (42,7 \pm 1,3)^\circ;$$

$$\operatorname{Re} \epsilon_0 \approx |\eta_{+-}| \cos \phi_{\epsilon_0} = (1,44 \pm 0,10) 10^{-3}$$

(ср. [3, 4]). С этими предсказаниями согласуется значение $\operatorname{Re} \epsilon_0 = (1,16 \pm 0,18) 10^{-3}$, полученное из асимметрии в распадах $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ и правила $\Delta Q = \Delta S$, с хорошей точностью проверенного в работе [4]. Последние измерения ϕ_{+-} дали значения $\phi_{+-} = (46 \pm 15)^\circ$ [3] и $\phi_{+-} = (51 \pm 11)^\circ$ [4], также не противоречащие предсказанию минимальных моделей. Зная η_{+-} и $\operatorname{Re} \epsilon_0$, можно по правилу треугольника найти [3] $|\eta_{00}| = (0,7^{+1,0}_{-0,7}) 10^{-3}$. Такая точность, однако, недостаточна для каких-либо окончательных заключений, а прямые измерения этой важной величины дают противоречащие друг другу результаты,

¹⁾ См. [1, 2], где можно также найти ссылки на оригинальные работы и сводку экспериментальных данных. В обозначениях мы следуем обзору [1].

разбросанные в пределах $(0 + 4)10^{-3}$. В этой связи подчеркнем, что большое значение $|\pi_{00}| = (3,6 \pm 0,6)10^{-3}$, противоречащее предсказанию минимальных моделей и отстаиваемое в работе [5], не согласуется с приведенной выше величиной $|\pi_{00}|$, полученной по правилу треугольника.

Среди минимальных моделей наиболее популярна модель сверхслабого взаимодействия, в которой условие $|\epsilon_2| \ll |\epsilon_0|$ обеспечивается правилом отбора $|\Delta S| = 2$. Предлагались также различные модели, в которых аналогичную роль играло правило $|\Delta T| = 1/2$. Здесь мы обсудим другой класс минимальных моделей, в котором условие $|\epsilon_2| \ll |\epsilon_0|$ следует из правила отбора по четности. Рассмотрим CP-нечетные "минислабые" (MW^P)¹⁾ или электромагнитно-слабые (EW^P) взаимодействия, сохраняющие четность (сохранение или несохранение четности обозначаем индексами P или \bar{P}). Тогда не сохраняющий четность прямой переход $K_2 \rightarrow 2\pi$ возможен лишь при совместном действии $EW^P(MW^P)$ и $W^{\bar{P}}$, т.е. $\frac{\epsilon_2}{\epsilon_0} \lesssim G_W m^2 \sim 10^{-6} + 10^{-7}$, где $G_W \simeq \frac{10^{-5}}{m_P^2}$, m — некоторая масса, характерная для распада $K_L \rightarrow 2\pi$.

Широко распространено убеждение (см. например [4]), что в минимальных моделях эффекты несохранения CP должны быть малыми и могут давать лишь небольшие поправки к основным CP-четным матричным элементам. Это убеждение ошибочно. Например, минислабое взаимодействие, сильно зависящее от энергии, может привести к большим эффектам несохранения CP в процессах с большим энерговыделением. Пример такого рода был рассмотрен нами ранее [6]. С другой стороны, по существу любое EW^P -взаимодействие дает большие CP-нечетные эффекты в слабых радиационных распадах. Обсудим наиболее важные свойства таких взаимодействий. 1. Должен существовать запрещенный сохранением CP распад $K_2 \xrightarrow{EW^P} \pi^0 \gamma^E \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ с парциальной шириной $\sim 10^{-6} \Gamma_L$. 2. В распадах $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$ должна существовать интерференция, которая, если не измеряется поляризация фотонов, запрещена сохранением CP. Наблюдение такой интерференции наиболее просто при условии $\Gamma(K_S \rightarrow 2\gamma) \gg \Gamma(K_L \rightarrow 2\gamma)$, однако, нам не известны достаточные убедительные соображения в пользу такого неравенства, и весьма вероятно, что $\Gamma(K_S \rightarrow 2\gamma)$ и $\Gamma(K_L \rightarrow 2\gamma) \sim$ величины одного порядка. В этом

¹⁾ Минислабые взаимодействия в $10^2 + 10^3$ раз слабее слабых, иногда их называют "миллислабыми" [2].

случае наблюдать интерференцию можно лишь на небольшом расстоянии от места генерации K^0 -мезонов, причем выгодно использовать K^0 -мезоны с наибольшей энергией. Отметим, что, вследствие сохранения четности, нарушение CP-инвариантности в переходе $K_2 \rightarrow 2\gamma$ невозможно, и это в принципе проверяется измерениями корреляции плоскостей пар (e^+e^-) в распаде $K_L \rightarrow 2\gamma \rightarrow (e^+e^-)(e^+e^-)$. 3. В механизмах E и EW^P предсказывалась большая интерференция в распадах $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ [2]. В случае EW^P -механизма этот эффект должен быть малым. Действительно, амплитуда тормозного излучения $K_1^{VP} \rightarrow \pi^+\pi^- \xrightarrow{E} \pi^+\pi^-\gamma$ P-нечетна, а CP-нечетные амплитуды процессов $K_{1,2} \xrightarrow{EW^P} \pi^+\pi^-\gamma$ сохраняют P. Поэтому могут интерферировать лишь амплитуды структурного излучения, что и определяет малость эффекта. Аналогично, оказываются малыми коэффициенты зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\gamma$, которые в E и EW^P -механизмах достигали бы $10 + 30\%$ (см. например, [6]).

4. Наоборот, в распадах $K \rightarrow 3\pi\gamma$ должны наблюдаться большие эффекты несохранения CP. Действительно, в распадах $K \rightarrow 3\pi$ четность сохраняется, и поэтому амплитуды тормозного излучения $K \rightarrow 3\pi \xrightarrow{E} 3\pi\gamma$ могут интерферировать с амплитудами CP-нечетных прямых переходов. В частности, в той области энергий фотона, где тормозная и структурная амплитуды сравнимы по величине, должны отличаться ширины $d\Gamma(K^+ \rightarrow 2\pi^+\pi^-\gamma)$ и $d\Gamma(K^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+\gamma)$. В распад $K_L \rightarrow 3\pi^0\gamma$ могут дать вклад лишь P, CP или P, CP-взаимодействия, и поэтому наблюдение в его вероятности корреляции типа $p(q \times k)$ однозначно указывало бы на несохранение CP. Для EW^P -механизма такой эффект может достигать десятков процентов, однако, его наблюдение чрезвычайно трудно, так как $\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0\gamma) \leq 10^{-7} \Gamma_L$. 5. Еще одно важное предсказание EW^P -механизма – малость электрических дипольных моментов частиц. Например, для нейтрона получим $d_n < G_W^2 m_p^3 e \sim 2 \cdot 10^{-24} \text{ e.см.}$ 6. В заключение отметим, что константу EW^P -взаимодействия ($\sim G_W e$) можно получить, зная параметр $|\eta_{+-}|$. Так, если при вычислении массовой матрицы учесть лишь переходы $K_2^{CP} \rightarrow \pi^0\gamma \xrightarrow{CP} K_1$ и обрезать соответствующий Фейнмановский интеграл на виртуальном импульсе $\sim m_p$, то получим вершину $K_2 \rightarrow \pi^0\gamma$, которая определяет приведенную выше оценку для $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Можно также построить EW^P -модель, в которой фотон связан со странным сохраняющимся векторным током. В такой модели практически все параметры нарушения CP-инвариантности предсказываются однозначно. Наконец, мы хотели бы упомянуть, что подробно об-

суждавшаяся [7] неминимальная EW^P -модель с константой связи $\sim G_{\nu e}$ предсказывает слишком большие значения для вероятностей радиационных распадов барионов и K -мезонов и поэтому ее трудно согласовать с экспериментом. EW^P -модель не противоречит ни одному надежно установленному экспериментальному факту и предсказывает большие эффекты несохранения CP в распадах $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$, $K \rightarrow 3\pi\gamma$ и в некоторых других радиационных процессах, которые мы здесь не рассматривали.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило в редакцию
2 сентября 1968 г.

Литература

- [1] L. V. Okun[†], C. Rubbia. Proc. of the Heidelberg Conf. on Elementary Particles, Interscience Publ. N.Y.-Amsterdam, 1968.
- [2] Труды совещания по проблемам нарушения CP -инвариантности УФН, 95, вып.3, 1968; ЯФ, 8, вып.1, 1968.
- [3] A. Böhm et al. Observation of Time-Dependent K_L and K_S Interference, Препринт, CERN 1968.
- [4] S. Bennett et al. Phys. Lett., 27B, 239, 244, 249, 1968.
- [5] J. M. Gaillard et al. The Decay of Long-Lived Neutral Kaons into two Neutral Pions, Preprint, Chilton, 1968.
- [6] Б.А.Арбузов. УФН, 95, вып.3, 1968; А.Т.Филиппов. ЯФ, 8, вып.1, 1968.
- [7] B. A. Arbuzov, A. T. Filippov, Phys, Lett 21, 711, 1966; Препринт ОИЯИ, P2-3067, Дубна, 1966.